

ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РЕЗОНАТОРНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СВЧ-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗМУЩЕНИИ ЗАПОЛНЯЮЩЕЙ СРЕДЫ

ПАНЧЕНКО А.Ю.

Для определения параметров материалов и сред в СВЧ диапазоне используется косвенный метод, при котором измеряются параметры объемных резонаторов, заполненных исследуемым веществом. Если исследуемая среда газообразная, то можно существенно повысить информационную способность таких измерителей, используя акустическое возмущение заполняющей среды. В данной работе определяется величина модуляционной добавки при различных соотношениях длин волн акустического и электромагнитного полей.

Принцип модуляции для увеличения информационной способности датчиков при косвенных измерениях широко используется в низкочастотном диапазоне [1]. В диапазоне СВЧ его применение сдерживается по двум основным причинам: во-первых, трудности технической реализации, во-вторых, проблемы теоретического характера, вызванные значительным усложнением электродинамической задачи. Модуляция плотности газа, заполняющего объемный резонатор, вызванная возбуждением в нем акустических колебаний, приводит к решению задачи об определении параметров резонатора, заполненного диэлектриком с плавно меняющейся величиной диэлектрической проницаемости. В [2] показано, что в результате модуляции газовой среды в объемном резонаторе можно получить отклик, величина которого достаточна для дополнительной информации о заполняющем газе. Поэтому необходимо определить наиболее эффективную конфигурацию полей электромагнитных и акустических волн для получения максимального отклика.

Контролировать распределение полей в резонаторе наиболее просто при возбуждении низших типов волн. Это справедливо как для электромагнитных, так и для акустических колебаний. Для определенности рассмотрим цилиндрический резонатор, в котором возможно возбуждение волн Е и Н-типа. Низший тип акустических колебаний в закрытом резонаторе должен иметь вариацию только по одной из пространственных координат. Если использовать резонатор, у которого отношение длины к радиусу больше единицы, то низшими типами акустических колебаний будут моды (00m), у которых вдоль оси z укладывается m полупериодов.

Кроме того, длинный цилиндрический резонатор удобен при анализе взаимодействия акустического и электромагнитного полей. В этом случае взаимодействие акустической и электромагнитной волн будет

происходить вдоль оси z и результирующие уравнения будут составлены для линейной координаты.

Диэлектрическая проницаемость газа зависит от давления. Поскольку акустическое возмущение среды характеризуется относительно небольшим перепадом давлений, то изменение диэлектрической проницаемости в широком диапазоне исходных условий можно считать линейной функцией от давления. Тогда уравнения для определения электрических параметров резонатора можно получить в приближении малого возмущения диэлектрической проницаемости. Магнитную проницаемость можно принять равной проницаемости вакуума μ_0 .

В резонаторе, у которого отношение радиуса к длине существенно меньше единицы, низшими модами для колебаний Н-типа будут моды H_{01m} . Параметры резонаторов с неоднородным вдоль оси заполнением можно определить на основании решения задачи распространения волн в регулярных волноводах [3]. Одним из ее решений является замена общего решения волновым уравнением для поперечных компонент поля. Такая замена позволяет исключить из-под операции дифференцирования диэлектрическую проницаемость. Аналогичный результат можно достичь составляя волновое уравнение для напряженности электрического поля, поскольку для выбранных мод она имеет только азимутальную составляющую:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) \right] + \frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial z^2} - \epsilon_a \mu_0 \frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial t^2} = 0. \quad (1)$$

Распределение E_φ вдоль радиуса подчиняется уравнению Бесселя первого порядка. Обозначив корень этого уравнения как k_r , для распределения E_φ вдоль оси z получим уравнение Маттье:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + (\epsilon_a \mu_0 \omega^2 - k_r^2) u = 0. \quad (2)$$

Введя нормированную переменную $x = z/\lambda_{e0}$, где λ_{e0} — длина волны электромагнитного поля в невозмущенном газе, и пренебрегая слагаемыми второго порядка малости, которые в реальных условиях на несколько порядков меньше, уравнение (2) представим так:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \left(1 + \frac{\Delta \epsilon_a}{\epsilon_{a0}} - \frac{k_r^2}{k_{e0}^2} \right) u = 0, \quad (3)$$

где ϵ_{a0} — абсолютное значение диэлектрической проницаемости невозмущенного газа; $\Delta \epsilon_a$ — изменение диэлектрической проницаемости под воздействием акустических колебаний; k_{e0} — постоянная распространения электромагнитных волн в невозмущенном газе.

Аппарат функций Маттье достаточно хорошо разработан, но в общем случае относительное изменение диэлектрической проницаемости и искомую функцию $u(x)$ можно представить в виде степенных рядов:

$$\frac{\Delta \epsilon_a}{\epsilon_{a0}} = \sum_{n=0}^{\infty} a_n x^n, \quad u = \sum_{n=0}^{\infty} b_n x^n.$$

Тогда уравнение (3) приобретает вид:

$$\sum_{n=2}^{\infty} n(n-1)b_n x^{n-2} + \left(1 - \frac{k_r^2}{k_{e0}^2} + \sum_{n=0}^{\infty} a_n x^n\right) \sum_{n=0}^{\infty} b_n x^n = 0. \quad (4)$$

Коэффициенты b_0 и b_1 выбираются на основании граничных условий, остальные определяются последовательно с использованием соотношения

$$b_n = \frac{-\sum_{m=0}^{n-2} b_m a_{n-m-2}}{n(n-1)}. \quad (5)$$

Для осевой составляющей магнитного поля H_z можно также записать волновое уравнение:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} - \epsilon_a \mu_0 \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} = 0. \quad (6)$$

В отличие от (1), в этом случае при разделении переменных радиальная компонента описывается уравнением Бесселя нулевого порядка, что с учетом граничных условий для векторов электрического и магнитного полей приведет к идентичному решению. При этом к диэлектрической проницаемости так же не применяется операция дифференцирования.

Иная ситуация возникает при анализе колебаний E -типа. Для них низшими модами будут E_{0lm} . Волновое уравнение для азимутальной составляющей магнитного поля примет вид:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\phi) \right] - \frac{1}{\epsilon_a} \frac{\partial \epsilon_a}{\partial z} \frac{\partial H_\phi}{\partial z} + \frac{\partial^2 H_\phi}{\partial z^2} - \epsilon_a \mu_0 \frac{\partial^2 H_\phi}{\partial t^2} = 0. \quad (7)$$

В отличие от (1) и (6) оно имеет слагаемое, которое содержит первую производную от функции распределения диэлектрической проницаемости. Используя переход к волновым уравнениям, для поперечных составляющих можно исключить эту производную и получить решение, идентичное случаю волн H -типа. Однако здесь необходимо учитывать, что для волн H -типа имеется только одна составляющая электрического поля, ортогональная градиенту ϵ_a . У волн E -типа существует продольная составляющая, которая в соответствии с граничными условиями будет изменяться при изменении ϵ_a . Поскольку ϵ_a влияет на скорость распространения волн и на волновое сопротивление среды, то оба эти фактора должны вносить вклад в изменение параметров резонатора. Уравнения Матвея учитывают только изменение скорости [4], но изменение волнового сопротивления, приводящее к отражению волн Брегговского типа, должно быть также учтено. Экспериментальная проверка этих положений требует существенных вложений и тщательной технической проработки, поэтому в данной работе ограничимся численным анализом

процессов с использованием (7). Соответствующие уравнения для определения коэффициентов b_n будут иметь вид:

$$b_n = \frac{\sum_{m=1}^{n-1} m(n-m-1)b_m a_{n-m-1} - \sum_{m=0}^{n-2} b_m a_{n-m-2}}{n(n-1)}. \quad (8)$$

Нужно отметить, что к низшим модам относится и E_{010} , но резонансная частота для нее не зависит от длины резонатора, поэтому использовать ее можно только при возбуждении радиальных акустических колебаний.

Расчет девиации резонансной частоты производился с применением математического пакета Matchcad-2000.

На рис.1 представлена зависимость относительного изменения резонансной частоты для резонатора, возбуждаемого модой E_{011} . По оси абсцисс отложено отношение длины волны вдоль оси z в резонаторе с невозмущенным заполнением к длине акустической волны λ_{e0r}/λ_a . Непрерывное изменение λ_{e0r}/λ_a , представленное на рис.1, имеет физический смысл. Технически возможно сделать торцы СВЧ-резонатора прозрачными для акустических волн и создать для них свой резонирующий объем. По оси ординат отложено произведение относительного изменения резонансной частоты и отношения $(1 - k_r^2/k_{e0}^2)/\Delta\epsilon_a$:

$$\Delta f_0 = \frac{\Delta f}{f_0} \frac{1 - k_r^2/k_{e0}^2}{\Delta\epsilon_a}.$$

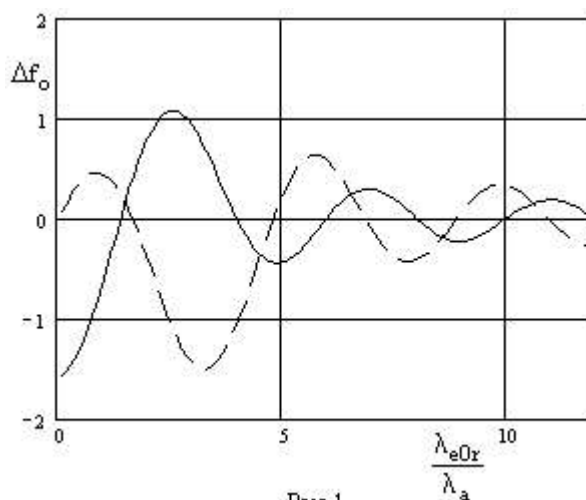


Рис.1.

Эта величина позволяет изобразить нормированный результат воздействия акустического возмущения, не зависящий от остальных параметров резонатора.

Сплошной линией показано изменение Δf_0 в зависимости от отношения длин волн при размещении в центре резонатора пучности давления акустического колебания, пунктирной — при размещении узла. Увеличение числа полуволн акустических колебаний приводит к уменьшению отклика, так как в этом случае изменение ϵ_a в противофазных

участках компенсирует друг друга, что приводит к фактическому уменьшению участка взаимодействия. Особенно отчетливо действие этого механизма проявляется в случае размещения пучности давления акустического колебания в центре резонатора. Для второго случая существенный вклад вносит отражение от перепада ε_a внутри резонатора. Отметим, что максимальное воздействие этого фактора предположительно будет при трех перепадах давления вдоль длины резонатора или вдоль одной полуволны электрических колебаний. Можно предположить, что наибольший отклик в этом случае обусловлен тем, что перепад в центре резонатора, находящийся в узле продольной составляющей электрического поля, воздействует значительно слабее, чем перепады находящиеся по краям, а поскольку крайние перепады имеют один и тот же знак производной, то они воздействуют синфазно.

На рис.2 в тех же, что и на рис.1, условных обозначениях и при том же максимальном числе полуволн акустического возбуждения внутри резонатора изображены аналогичные зависимости для E_{012} . Представленный диапазон достаточен для выяснения основных тенденций поведения графиков, но нужно отметить, что расширение диапазона ограничивается возможностями вычислительного пакета.

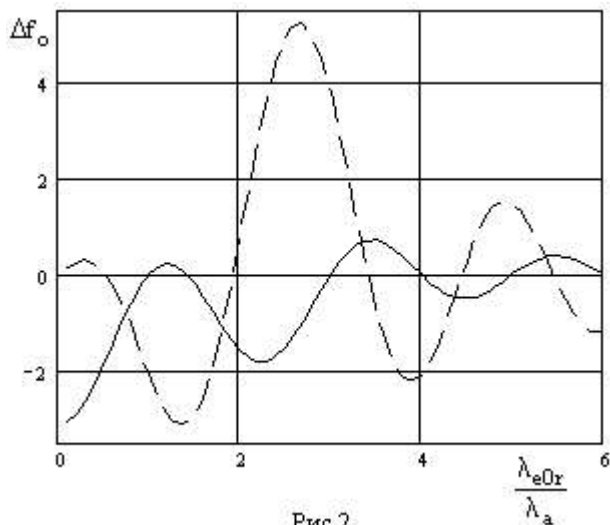


Рис.2.

В соответствии с графиками на рис.2 можно сделать вывод, что благодаря увеличению длины взаимодействия между акустическими и электромагнитными колебаниями, усиливается действие всех факторов, формирующих модуляционный отклик. Однако наиболее сильно увеличивается действие отражений от перепадов при размещении пучности акустического колебания в центре резонатора и наличии трех перепадов давления вдоль одной полуволны электрических колебаний.

Для E_{013} зависимости Δf_0 от λ_{e0r}/λ_a представлены на рис.3. Остальные условия и обозначения здесь такие же, как и на рис.1,2. Основные физические механизмы, которые описаны выше, проявляют свое действие и в данном случае их вклад, соответственно, усиливается.

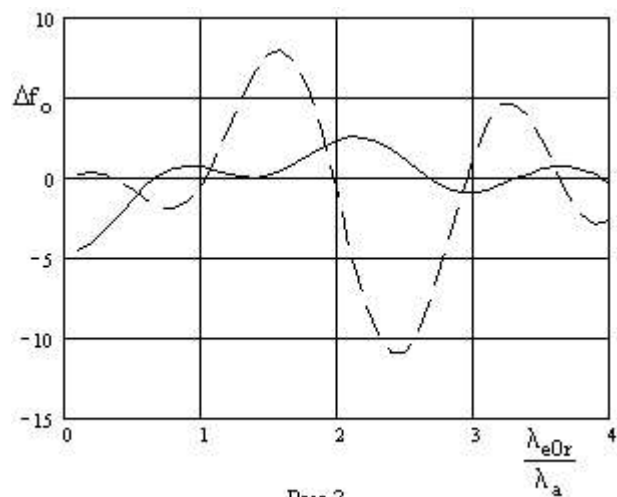


Рис.3.

Иначе ведут себя расчетные зависимости для колебаний Н-типа. Чтобы представить величину откликов в одном масштабе, по оси абсцисс необходимо отложить отношение $\lambda_{e0r}/m\lambda_a$. При таком аргументе количество акустических колебаний вдоль резонаторов, возбуждаемых на модах H_{01m} и имеющих одинаковые резонансные частоты, одинаково.

На рис.4 представлены зависимости Δf_0 для трех мод: H_{011} — сплошная линия, H_{012} — пунктирная и H_{013} — точечная. Для всех случаев пучность давления акустического колебания размещалась в центре резонатора.

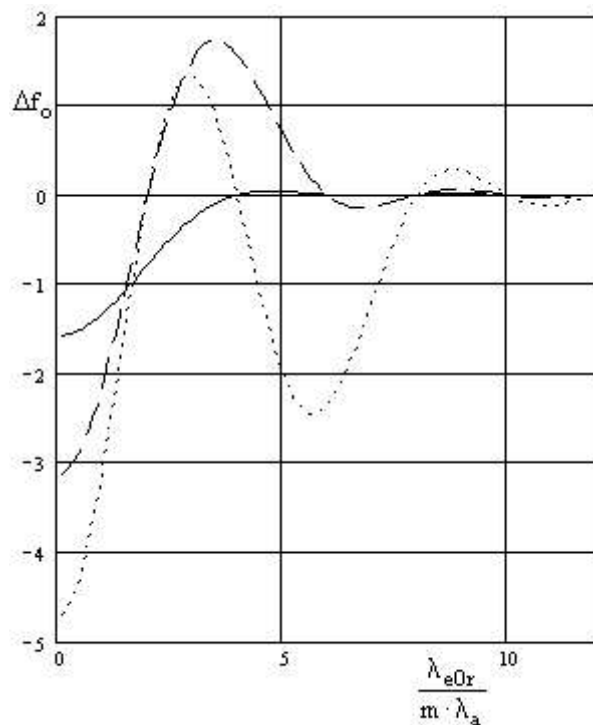


Рис.4.

На основании результатов расчетов можно сделать вывод, что для волн Н-типа фактор отражения от перепадов не действует. Можно предположить, что это обусловлено отсутствием продольной составляющей электрического поля, которая в соответствии с граничными условиями подвергается изменению при продольном изменении диэлектрической проницаемости.

При расположении в центре резонатора узла давления акустического поля расчет показал изменение резонансной частоты, соответствующее величине второго порядка малости, что подтверждает сделанное выше предположение.

На основании проведенного анализа и представленных численных расчетов можно сделать вывод относительно эффективности использования ряда низших типов колебаний для построения измерительных СВЧ-преобразователей. Наиболее эффективно использовать такую конфигурацию полей, при которой вектор напряженности электрического поля расположен в направлении градиента диэлектрической проницаемости. При этом необходимо выдерживать соотношение между длиной волны акустического и электромагнитного полей. Наибольшая величина отклика получается при нечетном числе перепадов изменения диэлектрической проницаемости на протяжении одной полуволны электрического поля. Увеличение количества акустических волн приводит к компенсации отдельных откликов и уменьшению величины результирующего. Поэтому наибольшая величина суммарного отклика, согласно расчетам, будет при соотно-

шении $\lambda_{\text{е0г}}/\lambda_{\text{а}}$ около трех. Можно предположить, что аналогичные результаты будут получены и при возбуждении радиальных и азимутальных акустических волн. Однако в этом случае для получения расчетных данных требуется разработка специального численного алгоритма.

Литература: 1. Скрипник Ю.А. Модуляционные измерения параметров сигналов и цепей. М.: Сов. радио, 1975. 320 с. 2. Панченко А.Ю. Оценка возможности комплексного использования акустических и электромагнитных волн для определения параметров веществ в закрытых объемах // Радиоэлектроника и информатика. 1997. №1. С.19-20. 3. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. Т.1. Пер. с англ. М.: Мир, 1978. 347 с. 4. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.

Поступила в редколлегию 27.04.2001

Рецензент: д-р физ.-мат. наук Довбня А.Н.

Панченко Александр Юрьевич, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: радиофизика, микроэлектроника, неразрушающий контроль материалов и изделий. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 409-362.

УДК 621.372

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В МИКРОПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЯХ С ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ

ЛУЧАНИНОВ А.И., ЖУРБЕНКО В.В., ОМАРОВ М.А.

Рассматриваются нелинейные эффекты, возникающие в микрополосковых линиях с высокотемпературными сверхпроводниками из-за нелинейных свойств поверхностного импеданса последних. Предлагается математическая модель микрополосковой линии с проводниками произвольной конфигурации. Приводятся результаты моделирования микрополосковой линии для различных уровней входного воздействия.

1. Введение

В последнее время в радиотехнических устройствах для увеличения чувствительности и улучшения избирательных свойств микрополосковые частотно-избирательные цепи выполняются на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1]. Однако наряду с положительными эффектами, полученными при применении ВТСП, заметно проявились и отрицательные эффекты, причиной которых стали нелинейные свойства поверхностного импеданса сверхпроводника. Как показывают экспериментальные исследования (см. [1]), эти эффекты приводят к появлению дополнительных спектральных составляющих в отклике устройства, что ухудшает его характеристики с точки зрения электромагнитной совместимости. До настоящего времени исследование нелинейных эффектов в сверхпроводящих микрополосковых устройствах проводилось либо экспериментально, либо на основе упрощенных моделей [2-4].

Целью настоящей работы является разработка корректной математической модели для расчета нелинейных эффектов в СВЧ микрополосковых устройствах (МПУ), проводники которых обладают свойством высокотемпературной сверхпроводимости, и моделирование с использованием модели микрополосковых линий (МПЛ) с ВТСП.

2. Математическая модель микрополосковых СВЧ устройств с ВТСП

При разработке математической модели предполагалось, что на поверхности ВТСП выполняются нелинейные граничные условия (НГУ), согласно которым мгновенные значения тангенциальных составляющих векторов напряженности электрического $\mathbf{E}(q, t)$ и магнитного $\mathbf{H}(q, t)$ полей связаны соотношением:

$$\mathbf{n}_q \times \mathbf{E}(q, t) = -\hat{Z}\{\mathbf{n}_q \times \mathbf{H}(q, t)\}, \quad (1)$$

или в эквивалентном виде

$$\mathbf{J}^m(q, t) = \hat{Z}\{\mathbf{J}^e(q, t)\}. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{n}_q$ — нормаль к поверхности ВТСП в точке q ; $\hat{Z}\{\}$ — нелинейный оператор, описывающий нелинейные свойства сверхпроводника; $\mathbf{J}^e(q, t)$ и $\mathbf{J}^m(q, t)$ — поверхностные плотности электрического и магнитного токов, соответственно.

В [5] на основе НГУ получена система нелинейных интегральных уравнений (НИУ), удобная при анализе излучателей или других электродинамических устройств, расположенных в свободном пространстве. Применение ее для моделирования микрополосковых устройств нецелесообразно по следующим причинам. Во-первых, при анализе МПУ она является системой двумерных интегральных урав-